L'ESSENTIEL DE L'OPTIQUE GEOMETRIQUE

1. LOIS DE DESCARTES

L'**optique géométrique** est une des branches de l'optique : elle a pour but l'étude de la **propagation des rayons lumineux dans les milieux transparents**, et plus particulièrement la **description de leur trajectoire**. Elle s'intéresse en outre à la **formation des images** dans les instruments d'optique au sens le plus large.

Nous verrons dans la suite du cours que **cette branche de l'optique peut être étudiée comme une conséquence de la nature ondulatoire de la lumière**, c'est à dire sa description comme une onde électromagnétique.

Dabs le cadre de l'approximation de l'optique géométrique, qui exclut le phénomène de **diffraction** que nous étudierons par la suite, on établit les résultats suivants :

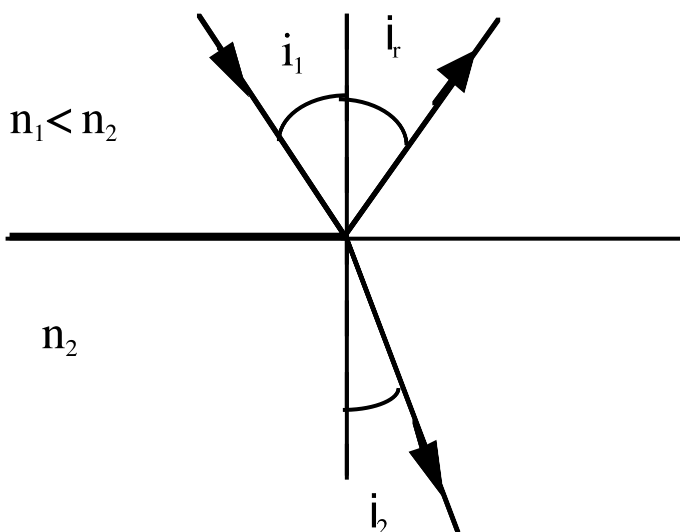
- *Propagation rectiligne dans un milieu homogène*

La lumière se propage rectilignement dans un milieu homogène

- *Retour inverse de la lumière*

Le trajet effectivement suivi par la lumière est indépendant du sens de parcours de ce trajet

- *Lois de Snell-Descartes*



Elles précisent les directions des rayons réfléchis et réfractés à l'interface entre deux milieux transparents d'indice n_1 et n_2

On appelle plan d'incidence le plan formé par le rayon incident et la normale au point d'incidence.

On note i_1 l'angle d'incidence, i_r l'angle de réflexion et i_2 l'angle de réfraction.

1ère loi de Descartes : Les rayons réfracté et réfléchi appartiennent au plan d'incidence

2ème loi de Descartes :
l'angle de réflexion est opposé à l'angle d'incidence
l'angle de réfraction et d'incidence sont liés par $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$

- *Réfraction limite et réflexion totale*

A partir d'un rayon incident, d'angle d'incidence i_1, l'angle de réfraction i_2 est donné par son sinus sous la forme :

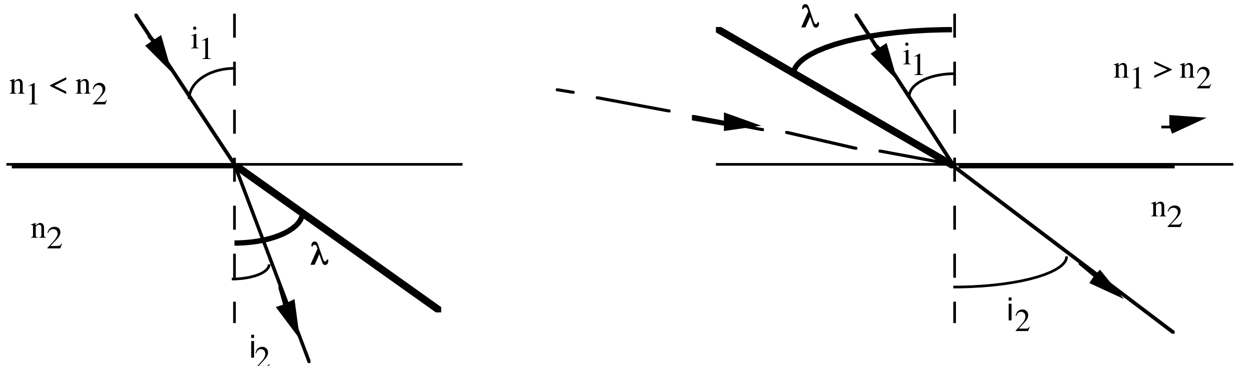
$$\sin i_2 = \frac{n_1}{n_2} \sin i_1$$

Deux cas se présentent alors :

- Si $n_2 > n_1$ (le milieu 2 est dit plus réfringent que le milieu 1), l'angle i_2 est toujours défini. L'incidence peut varier de 0 à $\frac{\pi}{2}$, la réfraction variant de façon correspondante de 0 à **l'angle de réfraction limite λ, défini par $\sin \lambda = \frac{n_1}{n_2}$**.

- Si $n_2 < n_1$, il existe une incidence limite au delà de laquelle l'angle de réfraction n'est plus défini.Pour une incidence supérieure à cette limite le rayon incident est alors entièrement réfléchi, le phénomène associé étant appelé **réflexion totale**. D'après la loi de retour inverse de la lumière l'angle de réflexion totale est évidemment le même que l'angle de réfraction limite après permutation des indices. En pratique pour deux milieux, on a toujours

$$\boxed{\sin\lambda = \frac{n_{inf}}{n_{sup}}}$$



Rq.1 Les lois de Descartes n'explicitent pas la répartition d'intensité entre les rayons réfléchi et réfracté. Celle-ci dépend des indices des 2 milieux, de la direction du champ électrique associé au rayon lumineux et de l'angle d'incidence : cette dernière propriété apparaît bien lorsqu'on augmente l'angle d'incidence lors du passage verre –air par exemple . L'intensité du rayon réfracté, d'abord supérieure à celle du rayon réfléchi, diminue progressivement au fur et à mesure qu'on se rapproche de l'angle limite, au profit de celle du rayon réfléchi qui subsiste seul au delà de cet angle.

Rq.2 Le phénomène de réflexion totale est utilisé dans les fibres optiques où un rayon lumineux est guidé à l'intérieur d'une fibre souple : le rayon est en fait canalisé à l'intérieur de celle-ci par réflexions totales successives sur les parois de la fibre. On peut ainsi recueillir à l'extrémité de la fibre le rayon et l'énergie (donc l'information) qu'il transporte.

Retenons en pratique le résultat suivant :

Quand un rayon incident arrive d'un milieu plus réfringent sur un milieu moins réfringent, il ne peut pénétrer dans ce dernier que si l'angle d'incidence est inférieur à l'angle limite λ défini par $\sin \lambda = \frac{n_{inf}}{n_{sup}}$

2. SYSTEMES CENTRES

2.1 Stigmatisme et aplanétisme

Nous avons déjà dit que le but essentiel de l'optique géométrique était l'étude de la formation des images par des systèmes optiques. Le système optique le plus simple est une simple surface réfractante, appelée **dioptre**, séparant deux milieux d'indices différents. Tout système apparaît alors comme une succession de dioptres successifs : un objectif d'appareil photo par exemple comporte plusieurs lentilles taillées dans des verres éventuellement différents et plongées dans l'air ; chaque lentille est elle-même formée de deux dioptres successifs air-verre puis verre-air.

En pratique, on étudie surtout des systèmes optiques possédant un axe de révolution : ces systèmes sont dits **centrés** et l'axe de révolution est appelé axe du système. Le système centré le plus simple est donc le **dioptre sphérique**. (avec le dioptre plan qui en est en fait une limite).

Tous les systèmes centrés que nous étudierons seront donc formés d'une suite de dioptres sphériques de même axe, celui-ci constituant donc l'élément de base de tout système centré.

Les systèmes centrés sont utilisés pour former des images de points de l'axe ou voisins de l'axe. Une propriété importante de ces systèmes est qu'on peut toujours les décomposer en sous-systèmes plus simples : un objet initial donnera donc des images intermédiaires, chaque image devenant objet pour le sous-système suivant, jusqu'à l'obtention de l'image définitive. Ainsi par exemple une lentille sphérique de verre placée dans l'air est un système centré : elle peut être considérée comme la succession de deux dioptres sphériques de même axe, le premier séparant l'air du verre, le deuxième le verre de l'air. Un objet primitif donnera une image intermédiaire dans le premier dioptre, et cette image donnera une image définitive dans le deuxième dioptre.

Rq. Nous n'envisageons pour l'instant que le cas de surfaces réfractantes : les systèmes associés sont appelés **systèmes dioptriques**. Un miroir plan ou sphérique renvoie la lumière : un tel système est dit **catadioptrique**.

Un système optique S réalise l'image ponctuelle A' d'un objet ponctuel A si tout rayon lumineux issu de A passe par A' après traversée du système S. Les deux points sont dits **conjugués** par S et le système est **stigmatique** pour le couple A, A'.

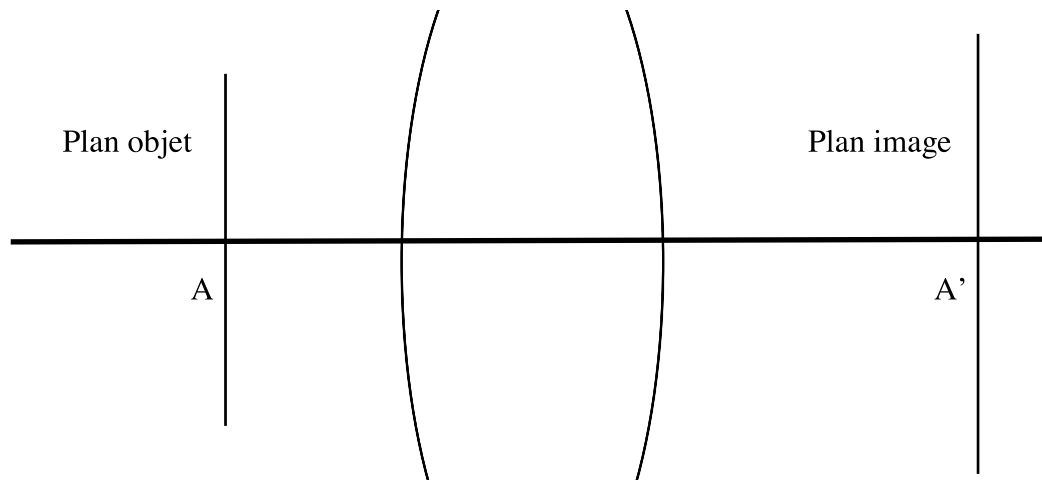
Rq. D'après le principe du retour inverse, la lumière, issue de A', traversant S en sens inverse, passera ensuite par A, le rôle de l'objet et de l'image étant alors inversés.

Nous admettrons que les systèmes centrés peuvent être approximativement stigmatiques pour tous les points de l'axe et voisins de l'axe dans les conditions de Gauss qui imposent aux rayons lumineux

de rester paraxiaux, c'est à dire voisins de l'axe et faiblement inclinés par rapport à celui-ci (tous les angles associés sont donc faibles).

Nous admettrons en outre l'aplanétisme de ces systèmes : tous les points d'un même plan frontal ont pour image des points d'un même plan frontal image : on parle alors de plans conjugués

Dans les conditions de Gauss, les systèmes optiques centrés sont approximativement stigmatiques et aplanétiques

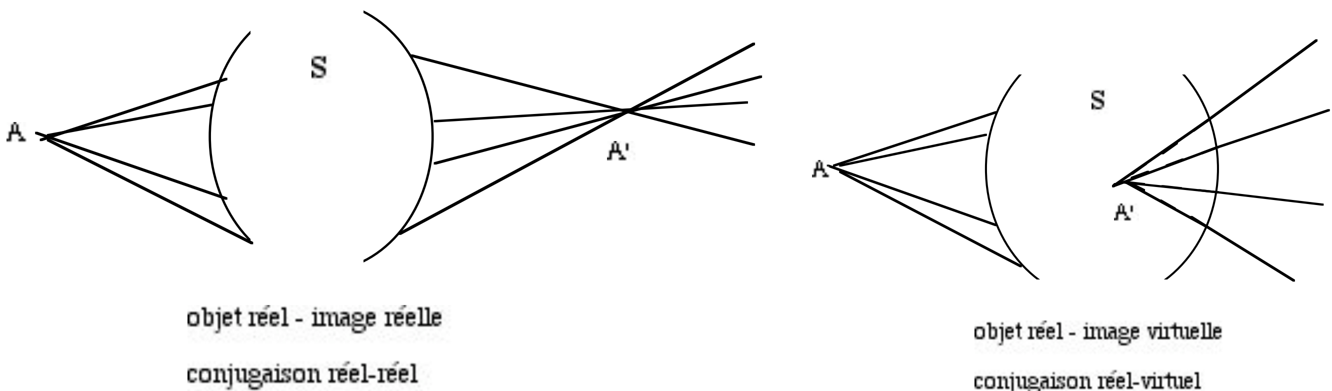


2.2 Objets et images réels ou virtuels

Dans le schéma ci-après, les rayons lumineux, effectivement issus de A, convergent réellement en A'. A est un **objet réel** et A' son **image réelle**. Les rayons divergent ensuite à partir de A' et un oeil placé dans ce faisceau émergent peut alors voir l'image A'. Celle-ci peut également être matérialisée sur un écran qu'on placerait en A'.

Mais on peut également imaginer un système pour lequel les rayons après traversée sembleraient provenir d'un point A' : tous les rayons émergents concourent en un même point après prolongement. Un oeil placé dans ce faisceau, à la sortie de S, voit encore l'image A', mais celle-ci ne peut plus être matérialisée sur un écran : l'image A' est dite **virtuelle**.

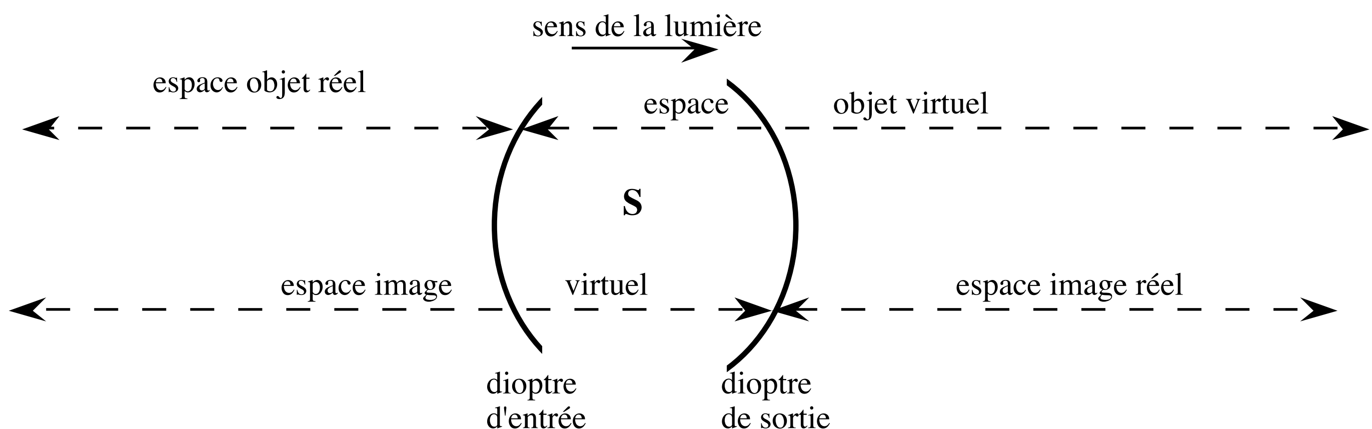
Il faut bien comprendre qu'une image virtuelle n'est pas une image "qui n'existe pas" : chaque fois qu'on regarde "à travers" un instrument (jumelles, microscope, lunette, loupe etc....), on observe une image virtuelle. Un objectif photographique réalise lui une image réelle, sur la pellicule, de l'objet visé.



Rq. Notre oeil est lui-même un système optique : en ce sens, nous n'observons que des images du monde extérieur, images réelles formées par l'oeil sur la rétine.

Plus généralement encore, tout système optique est limité par un dioptre d'entrée et un dioptre de sortie. Pour un sens conventionnel de la lumière choisi (généralement de gauche à droite) toute image placée à droite du dioptre de sortie est réelle (les rayons y passeront réellement) et se situe donc dans l'espace image réel. Toute image placée avant ce dioptre est virtuelle (les prolongements fictifs des rayons y passent) et se situe dans l'espace image virtuel.

Pour les mêmes raisons, le dioptre d'entrée sépare l'espace en espace objet réel avant et espace objet virtuel après : un objet ponctuel A est dit virtuel si les rayons entrant dans S viennent concourir en A après prolongement fictif au delà du dioptre d'entrée. Il suffirait d'ailleurs de supprimer S pour que A redevienne réel...



Retenons donc qu'objet comme image peuvent être réels ou virtuels, il y a en fait, pour un sens donné de la lumière, quatre conjugaisons possibles...

2.3 Systèmes focaux et afocaux

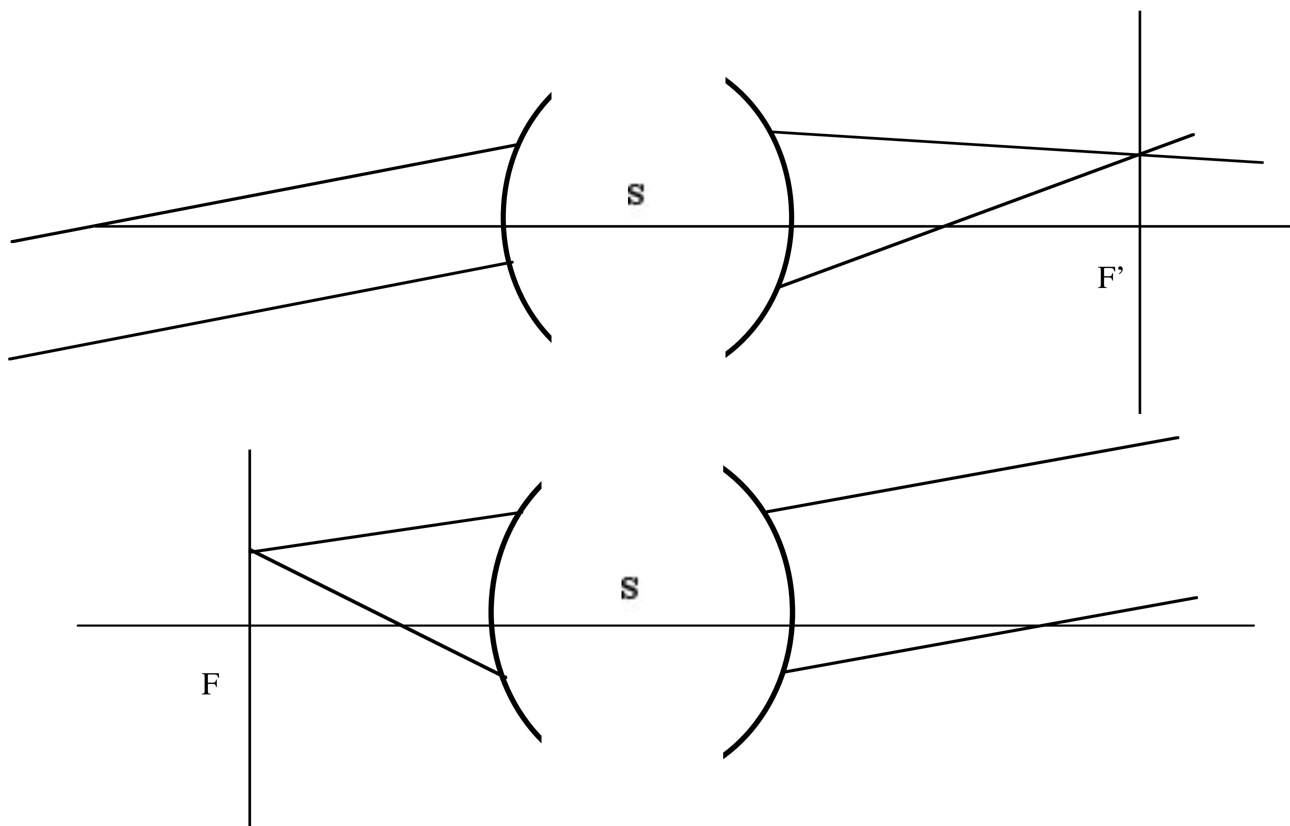
Deux conjugaisons très importantes sont communes à tous les systèmes centrés :

- Le plan image conjugué du plan objet à l'infini est appelé plan focal image et le point de l'axe correspondant foyer image F'.
- Le plan objet dont l'image est à l'infini est appelé plan focal objet et le point de l'axe correspondant foyer objet F .

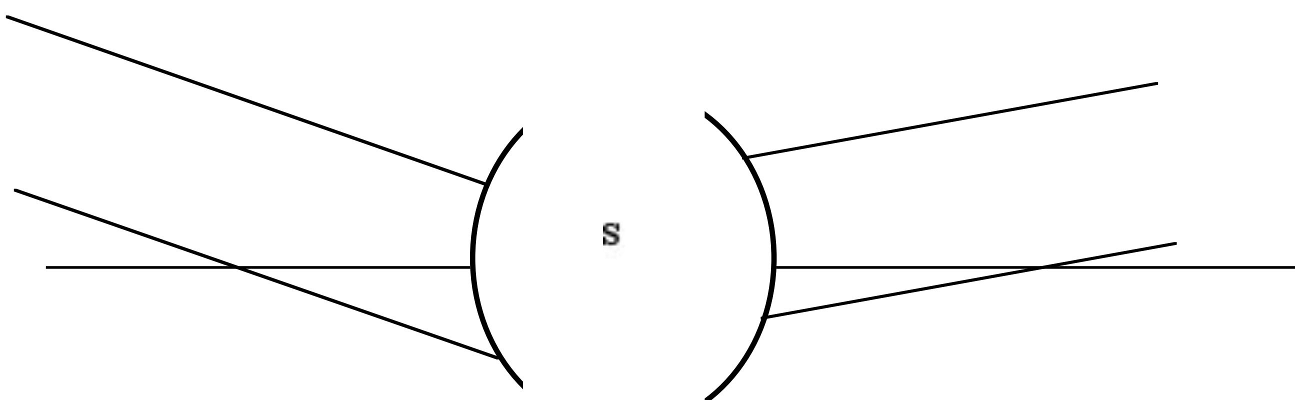
Il est essentiel de comprendre que, malgré leur désignation trompeuse F et F' ne sont pas conjugués entre eux mais qu'on a :

$$\infty \rightarrow F' \quad F \rightarrow \infty$$

D'un point de vue géométrique, tout faisceau de lumière incident parallèle doit converger en un point du plan focal image , tout faisceau de lumière émergent parallèle doit provenir d'un point du plan focal objet .



Si un faisceau incident parallèle donne un faisceau émergent parallèle, les foyers sont en fait rejetés à l'infini et le système est dit **afocal :**



3. LENTILLES MINCES

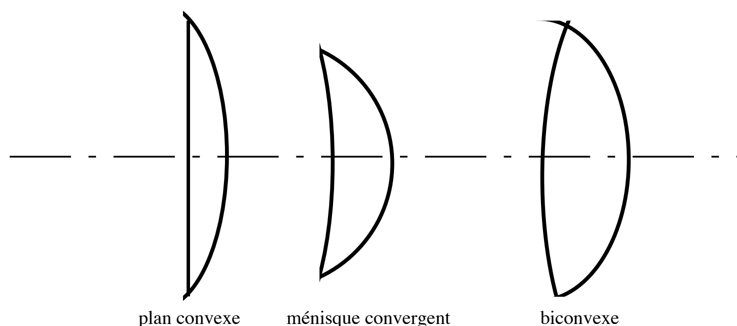
3.1 Caractéristiques

On appelle lentille sphérique le système centré simple formé de deux dioptres sphériques enserrant un milieu d'indice n. Nous n'étudierons que le cas d'une lentille « plongée » dans l'air d'indice 1.

Nous supposerons enfin les lentilles **minces** : leur épaisseur e sera négligée devant le rayon de courbure des dioptres qui la forment. Concrètement la lentille sera représentée par un trait unique sur les schémas.

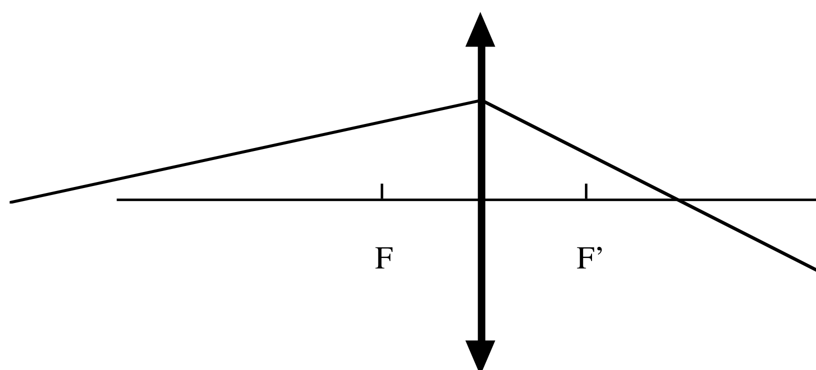
Selon la concavité des dioptres, on classe les lentilles en deux grandes catégories :

- les lentilles "à bord mince", dont l'épaisseur aux extrémités est plus faible que l'épaisseur au niveau de l'axe

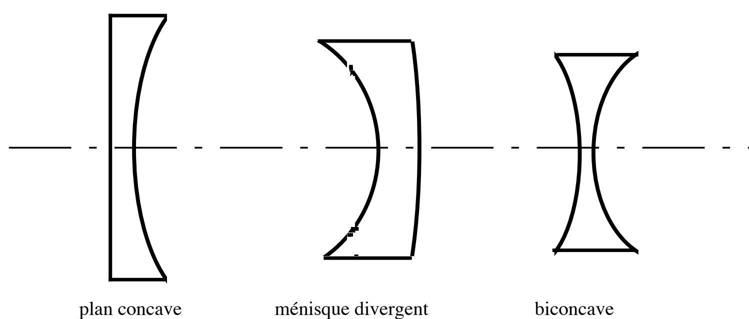


:

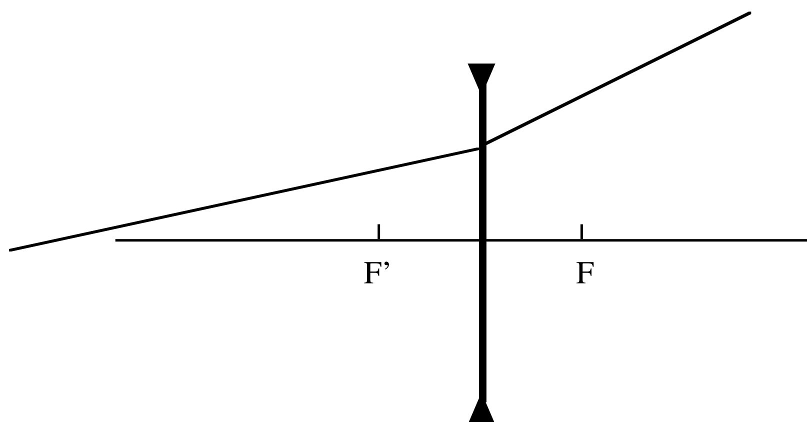
Ces lentilles ont des foyers **réels** symétriques par rapport au centre de la lentille et sont dites **convergentes** : tout rayon incident donne un émergent « rabattu » vers l'axe optique :



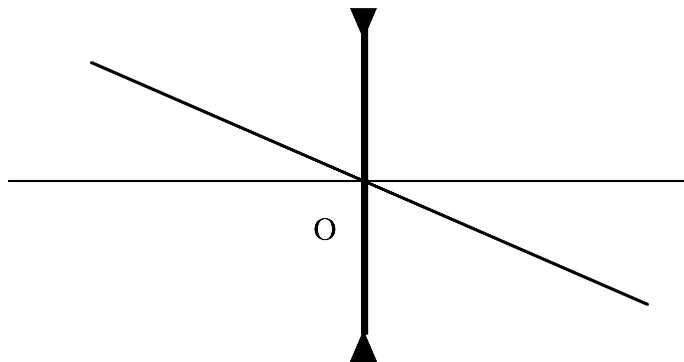
- les lentilles "à bords épais" qui ont la propriété inverse :



Ces lentilles ont des foyers **virtuels** symétriques par rapport au centre de la lentille et sont dites **divergentes** : tout rayon incident donne un émergent « écarté » de l'axe optique :



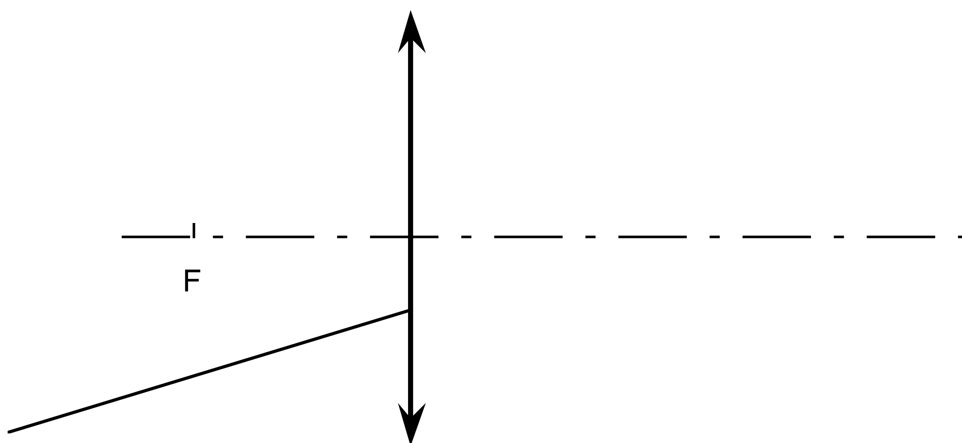
Lentilles divergentes et convergentes possèdent un centre optique, intersection de la lentille avec son axe : ce point est sa propre image et tout rayon passant par ce point traverse la lentille sans déviation :



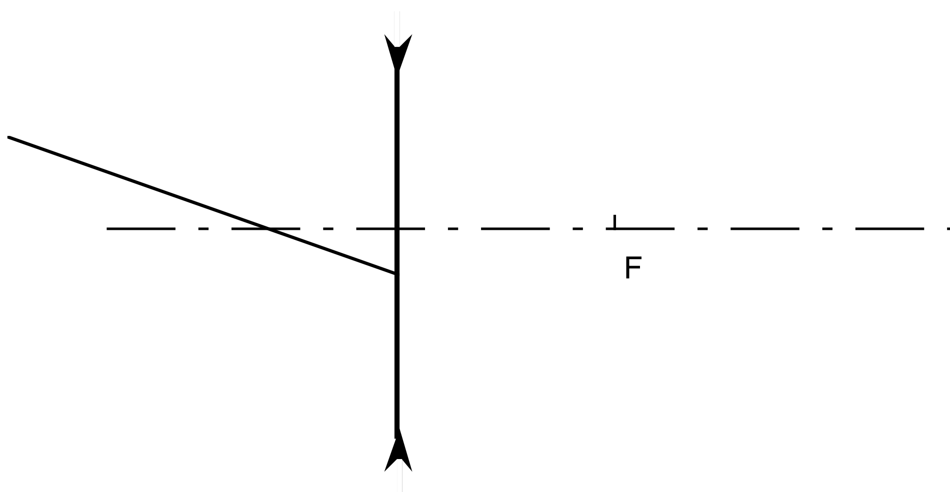
3.2 Constructions

Des propriétés précédentes découlent les constructions permettant de tracer les rayons traversant les lentilles en utilisant le centre optique et les plans focaux :

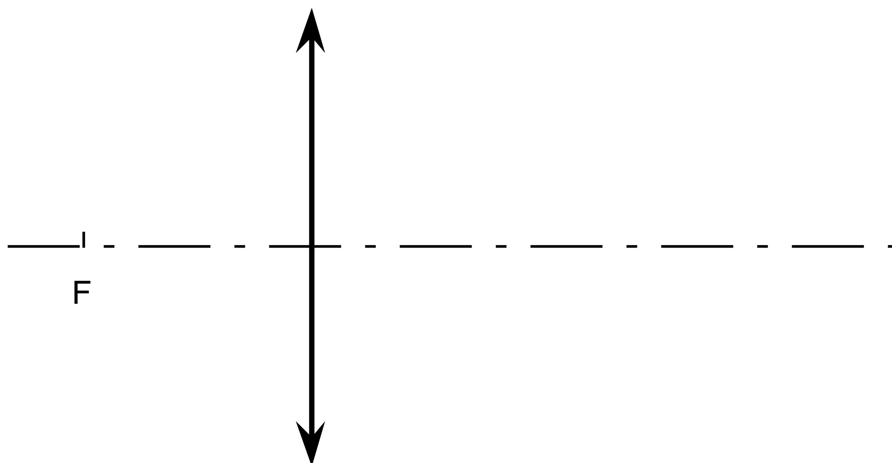
- Construction du rayon émergent associé à un incident quelconque pour une lentille CV



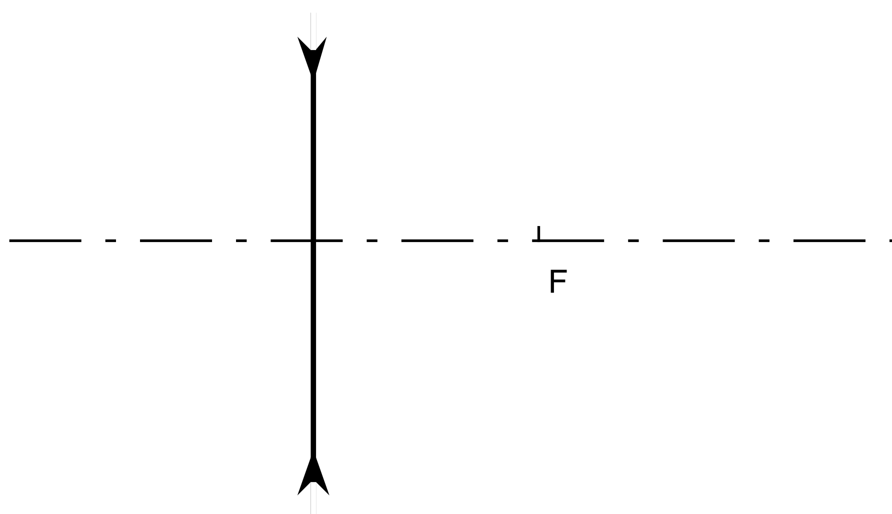
- Construction du rayon émergent associé à un incident uqelconque pour une lentille DV



- Image d'un objet réel placé entre le foyer F et le centre O d'une lentille CV



- Image d'un objet virtuel placé ente le foyer F et le centre O d'une lentille DV



3.3 Formules de conjugaison

Elles permettent de relier les positions de l'objet et de l'image et de calculer le **grandissement transversal** γ défini comme le rapport **algébrique** de la taille de l'image sur celle de l'objet.
Elles font intervenir les distances focales définies par : $\overline{OF'} = f'$ et $\overline{OF} = f = -f'$.

- Formules de Descartes :

$$\frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{f'} \qquad \gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA'}}$$

- Formules de Newton :

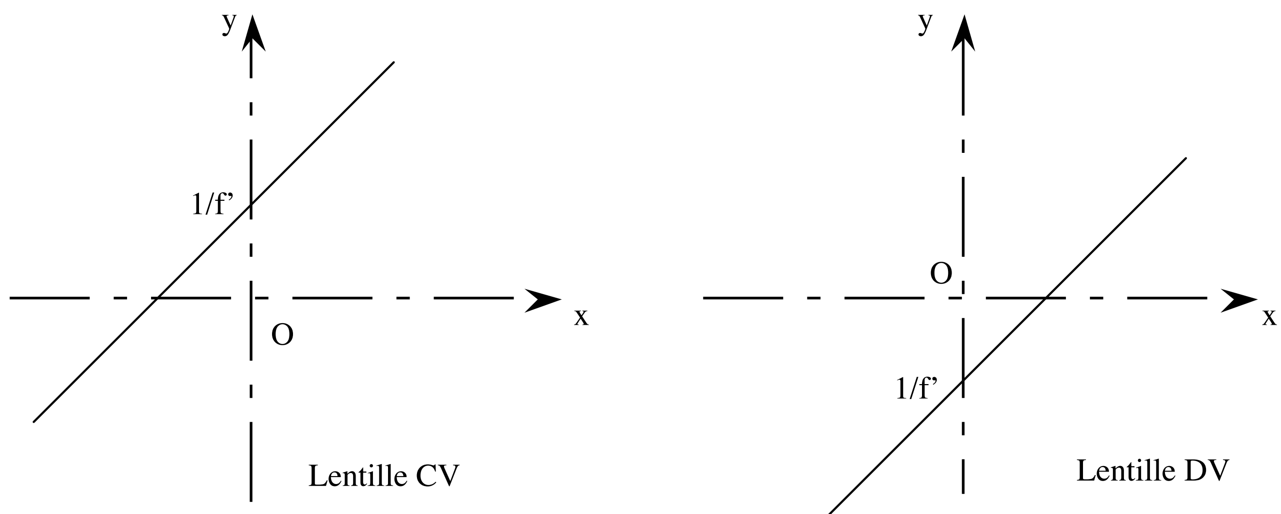
$$\overline{FA}.\overline{F'A'} = ff' \qquad \gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = -\frac{\overline{F'A'}}{f'} = -\frac{f}{\overline{FA}}$$

Il est essentiel de prendre en compte le caractère algébrique de ces formules : ainsi par exemple pour un objet réel , $\overline{OA} < 0$.

Comme on le voit, le gros avantage des formules de Newton est de désolidariser objet et image pour le calcul des grandissements.

Pour toute position de l'objet, $x = \frac{1}{\overline{OA}}$ variant de $-\infty$ à $+\infty$, on peut alors tracer le graphe de la fonction $y = \frac{1}{\overline{OA'}} = f(x)$ qui est évidemment une droite de pente 1 et d'ordonnée à l'origine $\frac{1}{f'}$. La différence entre les lentilles CV et DV vient du fait que cette ordonnée est positive pour les lentilles CV et négative pour les lentilles DV.

On peut alors, sur les deux graphes, indiquer les types de conjugaison possibles et les grandissements associés suivant la nature de la lentille :



Deux résultats essentiels à retenir se dégagent de cette étude :

- Une lentille DV ne peut jamais donner d'image réelle d'un objet réél.

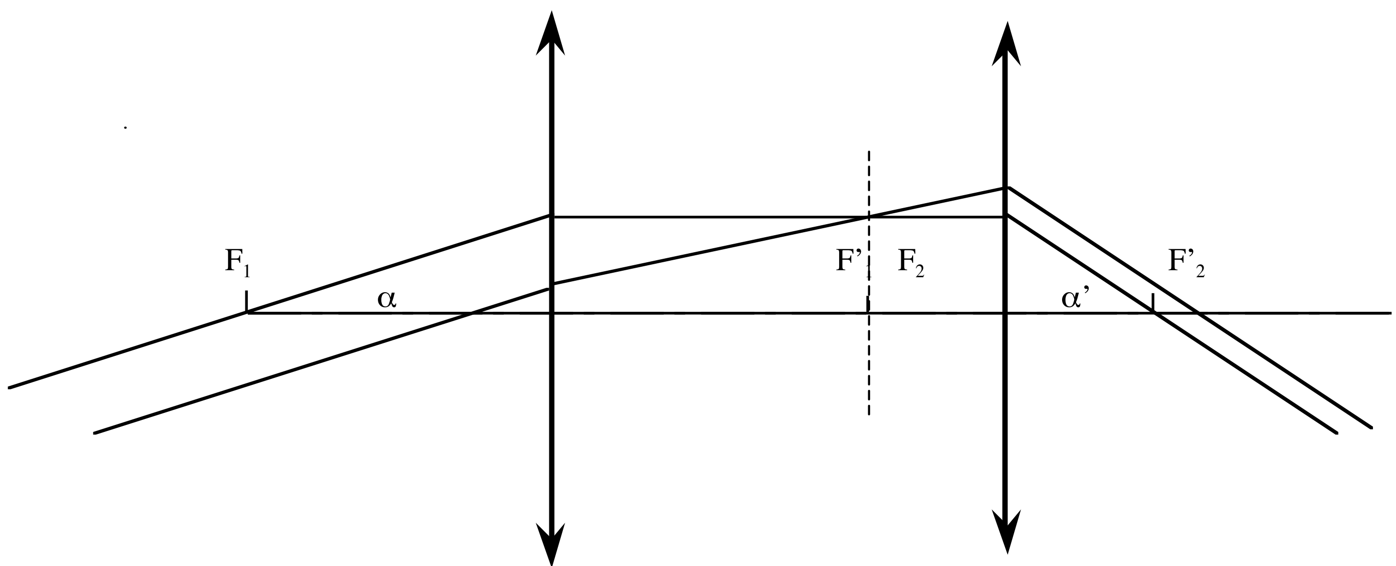
- Une lentille CV donne une image réelle d'un objet réel situé avant le foyer objet F.

3.4 Cas des systèmes afocaux

Ils sont souvent utilisés pour donner une image à l'infini d'un objet à l'infini. Un exemple simple en est la lunette astronomique constitué à l'aide de 2 lentilles convergentes associées de sorte que le foyer image de la première coïncide avec le foyer objet de la seconde .

Un objet à l'infini, « vu sous un angle α » sans la lunette donnera alors une image à travers la lunette « vue sous l'angle α' ».

Le **grandissement angulaire** (ou grossissement) de la lunette sera alors défini par $G = \frac{\alpha'}{\alpha}$



Pour la lunette astronomique, on démontre facilement :

$$G = -\frac{f'_1}{f'_2}$$